

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-82-707

А.Г.Артюх, В.В.Авдейчиков, Г.Ф.Гриднев,
М.Грушецки, В.Карч, А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев,
В.М.Морозов, Л.Поморски, А.Попеску,
Д.Г.Попеску, В.В.Волков

КОРРЕЛЯЦИИ ДВУХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}(285 \text{ МэВ})$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение эмиссии легких заряженных частиц в столкновениях двух сложных ядер - одно из интенсивно развивающихся направлений физики тяжелых ионов. Обзоры опубликованных на эту тему работ даны в [1-5]. В последние годы широкое распространение получили корреляционные эксперименты. Они дают ценную информацию о механизмах образования легких заряженных частиц, выстроенности спинов, распределении углового момента и энергии возбуждения между сопряженными продуктами ядерной реакции [6-8].

В нашей работе [9] изучалось образование легких заряженных частиц в реакции ${}^{\text{nat}}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar} / 285 \text{ МэВ} /$ в сопоставлении с продуктами многонуклонных передач. Было установлено, что основной вклад в сечение образования инклюзивных α -частиц дают α -частицы с симметричным относительно 90° в системе общего центра масс угловым распределением. Энергия в максимумах энергетических спектров α -частиц была близка к величине кулоновского барьера составного ядра. В передней полусфере были зарегистрированы также α -частицы, наиболее вероятная энергия которых превышала кулоновский барьер составного ядра, а выход экспоненциально уменьшался с увеличением угла регистрации. Анализ баланса сечений указывал на то, что основная часть всех легких заряженных частиц образуется в процессах с эмиссией более чем одной частицы в одном акте взаимодействия. Это обстоятельство позволяет провести измерения корреляций между легкими частицами.

Настоящая работа посвящена измерению угловых и энергетических корреляций двух α -частиц в системе ${}^{\text{nat}}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar} / 285 \text{ МэВ} /$ как в одной плоскости, так и во взаимно-перпендикулярных плоскостях, образуемых направлением вылета α -частиц и осью пучка.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты проводились на выведенном пучке 310 см. циклотрона ОИЯИ. Мишень из натурального серебра толщиной $4,4 \text{ мг/см}^2$ облучалась ионами ${}^{40}\text{Ar}$ с энергией 300 МэВ. В средней плоскости мишени энергия ионов составляла 285 МэВ. К этой энергии мы и относим все полученные данные. Альфа-частицы регистрировались двумя телескопами полупроводниковых детекторов. Толщина кремниевых поверхностно-барьерных ΔE -детекторов составляла 25 и 29 мкм. Поверхностно-барьерные E -детекторы были изготовлены из кремния р-типа и имели толщину чувствительной области до $5 \text{ мм}^{10/}$. Пер-

вый телескоп располагался под углом $\theta_1=90^\circ$ л.с. к пучку. При измерениях в одной плоскости, содержащей ось пучка и направления регистрации α -частиц обоих телескопов, углы θ_2 регистрации α -частиц вторым телескопом по отношению к оси пучка менялись в пределах от $+30^\circ$ до $+128^\circ$ л.с. Знак "плюс" для углов θ_2 соответствует расположению телескопов по одну сторону оси пучка, знак "минус" - по разные. Для измерений вне плоскости первый телескоп поворачивался на 90° в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Таким образом, для каждого из углов θ_2 второго телескопа проводились измерения совпадений α -частиц при расположении первого телескопа под углом $\theta_1=90^\circ$ л.с. как в общей для обоих телескопов и оси пучка плоскости, так и перпендикулярно к ней.

Размер пучка на мишени составлял $4 \times 4 \text{ мм}^2$. Входные коллиматоры телескопов имели отверстия диаметром 5 мм, располагавшиеся на расстоянии 60 мм от центра мишени, что соответствовало среднему телесному углу $5,5 \text{ мср}$.

Электронная аппаратура в стандарте КАМАК обеспечивала одновременную регистрацию энергетических спектров инклюзивных и совпадающих α -частиц с обоих телескопов, а также временной задержки между сигналами с разных телескопов t . Все события записывались на магнитной ленте ЭВМ "Минск-32" с регистрацией 5 параметров: $\Delta E_1, E_1, \Delta E_2, E_2, t$. С целью контроля эффективности регистрации как инклюзивных, так и совпадающих событий на входы предусилителей обоих ΔE -детекторов и обоих E -детекторов подавались подобранные по амплитуде, форме и времени задержки импульсы от генератора. Запуск генератора осуществлялся импульсами с мониторингового детектора, регистрирующего упруго рассеянные ионы под углом 30° . При таком запуске число импульсов генератора, зарегистрированных как в амплитудных, так и во временных каналах, дает возможность контроля реального мертвого времени электроники именно в моменты попадания сгустков пучка на мишень. Старт

время-амплитудного конвертора осуществлялся импульсами с детектора ΔE_1 , а стоп - импульсами с детектора ΔE_2 . Пучок ионов ^{40}Ar на циклотроне ОИЯИ имеет микроструктуру, состоящую из сгустков шириной $\sim 2 \text{ нс}$, повторяющихся через 225 нс в соответствии с частотой напряжения на дуантах. С целью учета фона мы реги-

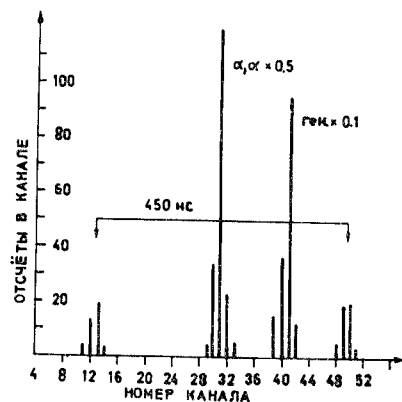


Рис.1. Временной спектр α - α совпадений на выходе время-амплитудного конвертора. Измерения в плоскости реакции, $\theta_1=90^\circ$. $\theta_2=-30^\circ$.

стрировали события из трех последовательных сгустков пучка. Пример временного спектра приведен на рис.1. В качестве фона бралась половина суммы событий в левом и правом от основного пиках. Абсолютная калибровка энергий и сечений осуществлялась по инклюзивным спектрам α -частиц, для которых данные по энергиям и сечениям получены в работе /9/.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис.2а приведены данные по сечениям образования двух α -частиц в одном акте взаимодействия $\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}/285 \text{ МэВ/}$, полученные при расположении телескопа 1 под углом 90° л.с. к пучку и разных положениях телескопа 2. Дифференциальное сечение образования совпадающих α -частиц при их регистрации в одной плоскости заметно превышает дифференциальное сечение при регистрации α -частиц во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Сечение совпадений оказывается в основном симметричным относительно направления пучка. Однако в области задних углов при измерениях в одной плоскости сечение α - α -совпадений при $\theta_2=+128^\circ$ оказывается

заметно ниже, чем при $\theta_2=-128^\circ$, когда телескопы оказываются расположенными по разные стороны пучка. Более четко этот эффект заметен на рис.2б и 2в, где приведены дифференциальная множественность α -частиц

$$\frac{dM_a}{d\Omega_1} = \left(\frac{d^2\sigma_{\text{совп}}}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2} \right) / \frac{d\sigma_a}{d\Omega_2}$$

и отношение сечений образования совпадающих α -частиц с вылетом их в одной плоскости и во взаимно-перпендикулярных плоскостях $d^2\sigma_{\parallel} / d^2\sigma_{\perp}$ соответственно. Ошибки, указан-

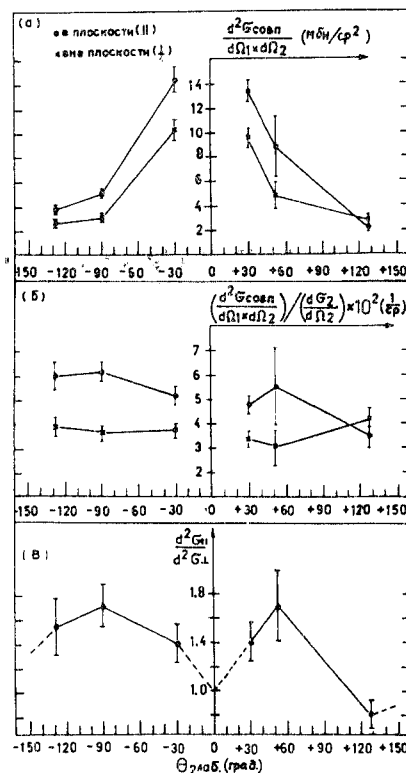


Рис.2. а - дифференциальные сечения образования двух совпадающих α -частиц при расположении телескопа 1 под углом 90° к пучку и разных положениях телескопа 2; б - дифференциальная множественность совпадающих α -частиц; в - отношение дифференциальных сечений образования совпадающих α -частиц с вылетом их в одной плоскости и во взаимно-перпендикулярных плоскостях.

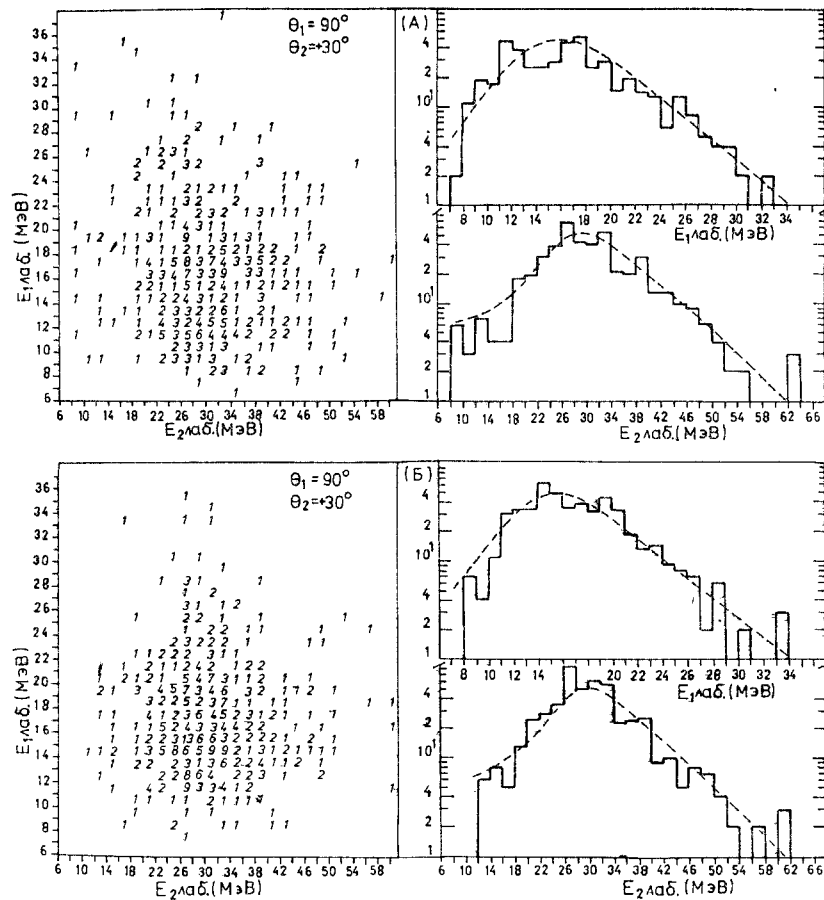


Рис.3. Энергетические спектры совпадающих α -частиц для $\theta_1=90^\circ$ и $\theta_2=+30^\circ$ при расположении телескопов как в одной плоскости /а/, так и во взаимно-перпендикулярных плоскостях /б/. На проекциях спектров гистограммами представлены данные для совпадающих α -частиц, пунктирными линиями - для инклюзивных α -частиц.

ные на рис.2, являются статистическими. Вероятность того, что различие в эффектах при $\theta_2=\pm 128^\circ$ связано лишь со статистическими отклонениями, составляет $\sim 1\%$. С целью повышения надежности были проведены два независимых измерения, давшие совпадающие в пределах статистических ошибок результаты.

При измерениях во взаимно-перпендикулярных плоскостях $dM_\alpha/d\Omega_1$ в пределах ошибок одинаково для $\pm\theta_2$ /рис.2б/. Это естественно, ибо в настоящей постановке опытов углы $\pm\theta_2$ при

измерениях во взаимно-перпендикулярных плоскостях эквивалентны.

Измерения в точках $\theta_2=0^\circ, 180^\circ$ /ось пучка/ не проводились. Но физически все направления $\theta_1=90^\circ$ л.с. при $\theta_2=0^\circ, 180^\circ$ эквивалентны. Поэтому отношение $d^2\sigma_{\parallel}/d^2\sigma_{\perp}$ на рис.2в должно проходить через 1 при $\theta_2=0^\circ, 180^\circ$. Соответственно, сечения образования совпадающих α -частиц /рис.2а/ и значения $dM_\alpha/d\Omega_1$ /рис.2б/ при $\theta_2=0^\circ, 180^\circ$ должны совпадать при экстраполяции к этим углам данных, полученных как в одной плоскости, так и во взаимно-перпендикулярных плоскостях.

На рис.3 представлены энергетические спектры совпадающих и инклюзивных α -частиц для $\theta_1=90^\circ$ и $\theta_2=+30^\circ$ при расположении телескопов как в одной, так и во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Явно видимых различий между энергетическими спектрами совпадающих и инклюзивных α -частиц не наблюдается. Сходство энергетических спектров совпадающих и инклюзивных α -частиц установлено и для других углов измерения.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Поперечное сечение совпадений

Данные, приведенные на рис.2, позволяют сделать вывод о том, что угловая зависимость поперечного сечения совпадений является в основном симметричной относительно направления пучка. Это указывает на то, что основной источник совпадающих α -частиц имеет направление импульса, близкое к направлению импульса бомбардирующего иона. Этот факт согласуется с выводом, сделанным в работе /9/: основной вклад в выход инклюзивных α -частиц дает испускание из тяжелого продукта реакции, по общему числу нуклонов близкому к продукту полного слияния $Ag + Ag$.

На основании данных по сечениям совпадений α -частиц можно оценить их среднее число на один акт взаимодействия, приводящий к вылету одной α -частицы под углом $\theta_1=90^\circ$:

$$M_\alpha = 1 + \left(\int \frac{d^2\sigma_{\text{совп.}}}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2} \cdot d\Omega_2 \right) / \left(\frac{d\sigma_1}{d\Omega_1}(90^\circ) \right) \approx 1,8. \quad /1/$$

Угловое распределение совпадающих α -частиц в основном подобно угловому распределению инклюзивных /см. рис.2/. Энергетические спектры совпадающих и инклюзивных α -частиц также близки. Энергетические спектры и сечения образования инклюзивных α -частиц плавно меняются с изменением угла наблюдения /9/. Поэтому можно предполагать, что среднее число α -частиц на один акт взаимодействия, усредненное и по всем возможным значениям θ_1 , несущественно отличается от величины 1,8, полученной для $\theta_1=90^\circ$. Таким образом, $\sim 90\%$ инклюзивных α -частиц являются результатом обра-

зования двух α -частиц на один акт взаимодействия $Ag + {}^{40}Ar$ /285 МэВ/. С этим выводом согласуется и практическое отсутствие различий в энергетических спектрах совпадающих и инклюзивных α -частиц.

4.2. Угловые моменты

При рассмотрении процессов эмиссии α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами существенно установить зоны угловых моментов столкновения, которые соответствуют образованию α -частиц. Для определения углового момента ядра, испускающего α -частицы, используем полуклассический подход, применяемый при анализе данных по зависимости выхода α -частиц от угла вне плоскости реакции ^{/7,11/}. Эта зависимость описывается выражением ^{/7/}:

$$W(\theta) \sim \exp\left(\frac{\hbar^2(I + 1/2)^2}{2 \cdot r \cdot T} \cdot \frac{M_\alpha R^2}{M_\alpha R^2 + r} \cdot \sin^2 \theta\right), \quad /2/$$

где θ - угол вылета частицы по отношению к направлению углового момента I , $M_\alpha R^2$ - момент инерции относительного движения α -частицы вокруг остаточного ядра, r и T - момент инерции и температура остаточного ядра. В качестве параметра радиуса мы использовали $r_0 = 1,3$ Фм. T было принято равным 3 МэВ в соответствии со значением температуры, определенным из энергетических спектров α -частиц в задней полусфере ^{/9/}. Поскольку мы не знаем, какая из двух совпадающих α -частиц вылетела первой и, соответственно, определила плоскость реакции, мы провели расчеты для обоих вариантов вылета α -частиц. Результаты оценок приведены в таблице. Наиболее надежной оценкой среднеквадратичного значения момента $I_{rms} = \sqrt{(I + 1/2)^2}$ следует считать данные для $\theta_2 = -90^\circ$, когда в измерениях оба телескопа геометрически эквивалентны.

По угловым распределениям инклюзивных α -частиц в задней полусфере, полученным в работе ^{/9/}, можно провести независимые оценки углового момента. Мы использовали полуклассическое соотношение из работы ^{/12/}:

$$W(\theta) \sim 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{\mu_\alpha R^2 \cdot \hbar^2 \cdot I^2}{2 \cdot r \cdot T} \cdot P_2(\cos \theta), \quad /3/$$

где θ - угол вылета частиц по отношению к оси пучка, $P_2(\cos \theta)$ - полином Лежандра второй степени. При тех же значениях параметров r_0 и T , что использовались в соотношении /2/, мы получили среднеквадратичное значение момента $I_{rms} = 52 \pm 7 \hbar$.

В случае соотношения /2/ оценки I_{rms} относятся к ядру, отличающемуся от продукта полного слияния на α -частицу. В случае соотношения /3/ для нашей постановки опыта I_{rms} представляет собой некое среднее для продукта полного слияния и продукта,

Таблица

Оценки углового момента по отношению совпадений в одной плоскости и во взаимно-перпендикулярных плоскостях

θ_2 , град	$d^2 \sigma_{\parallel} / d^2 \sigma_{\perp}$	I_{rms}^* , \hbar	I_{rms}^{**} , \hbar
+30	1,41 \pm 0,16	36 \pm 7	53 \pm 10
-30	1,40 \pm 0,16	36 \pm 7	53 \pm 10
+52	1,72 \pm 0,32	46 \pm 10	47 \pm 10
-90	1,70 \pm 0,18	46 \pm 5	46 \pm 5
+128	0,81 \pm 0,13	—	—
-128	1,54 \pm 0,23	41 \pm 9	64 \pm 15

* плоскость реакции задана осью пучка и телескопом 2

** плоскость реакции задана осью пучка и телескопом 1.

отличающегося от него на α -частицу. Согласно ^{/13/}, α -частица в наших условиях уносит угловой момент $\sim 10 \hbar$. С учетом этого обстоятельства данные для I_{rms} , полученные с помощью соотношения /2/ для $\theta_2 = -90^\circ$ и с помощью соотношения /3/, можно считать хорошо согласующимися.

В работе ^{/14/} по сумме сечений образования продуктов испарения нуклонов и деления в системе $Ag + {}^{40}Ar/288$ МэВ/ было получено, что критический угловой момент для полного слияния $l_{cr} = 108 \pm 8 \hbar$. Однако в этой работе не учтен вклад от реакций с образованием прямых α -частиц, протонов, дейтронов, тритонов, сумма сечений которых оставляет ~ 480 мбн ^{/9/}. В следующем разделе нашей статьи показано, что образование этих частиц с большой вероятностью может сопровождаться захватом остатка иона ядром-мишенью. С учетом этого величина l_{cr} становится равной $\sim 85 \hbar$. Такое значение находится в удовлетворительном согласии с расчетным значением $l_{cr} = 75-80 \hbar$ ^{/15/}.

Полученные нами значения I_{rms} для ядер, испускающих α -частицы, много меньше l_{cr} . Отсюда следует, что реакции глубоконеупругих передач нуклонов, протекающие при угловых моментах, близких к l_{cr} , не дают существенного вклада в выход совпадающих α -частиц.

Среднеквадратичный угловой момент составного ядра при $l_{cr} = 85 \hbar$ равен $\sim 60 \hbar$, что близко к полученному нами значению I_{rms} . При сечении образования α -частиц с симметричным угловым распределением 1200 мбн ^{/9/} и средней множественностью $\sim 1,8$ диапазон входных угловых моментов в области $l < l_{cr}$, дающих вклад в это сечение, также практически совпадает с диапазоном угловых моментов составного ядра при полном слиянии. Тем не менее, как было

установлено в ^{9/}, выход α -частиц с симметричным угловым распределением превышает ожидаемый согласно расчетам по статистической модели испарения из составного ядра. Возможной причиной этого может быть увеличение коэффициентов трансмиссии α -частиц при учете деформации ядер с высокими угловыми моментами ^{18/}. Однако этот эффект резко зависит от величины углового момента и наиболее ярко должен проявляться лишь при $\ell \geq \ell_{cr}$. Поэтому нам представляется, что повышенный выход α -частиц может быть связан с расходом α -кластерной конфигурации двойной ядерной системы ^{9,16/}. Такая конфигурация может формироваться в процессе передачи нуклонов в исходной системе ион+мишень при ее эволюции к полному слиянию в случае входных угловых моментов $\ell < \ell_{cr}$. С этой точки зрения существенная часть α -частиц с симметричным относительно 90° с.ц.м. угловым распределением испускается ядром до достижения полного статистического равновесия. Это находится в соответствии с рядом экспериментальных фактов, отмеченных в работе ^{9/}, в частности, повышенным значением ядерной температуры, определенным из наклона энергетических спектров α -частиц в области выше кулоновского барьера.

Как видно из таблицы, для угла $\theta_2 = \pm 30^\circ$, где существенный $\sim 40\%$ вклад в сечение дают высокоэнергичные частицы с направленным вперед угловым распределением, I_{rms} практически совпадает с I_{rms} для других углов, если взять средние величины для задания плоскости реакции разными телескопами. Однако, поскольку полное сечение образования направленных вперед α -частиц составляет лишь $\sim 17\%$ от полного сечения образования всех α -частиц, диапазон входных угловых моментов, приводящих к образованию этих частиц, должен существенно теснее группироваться около полученного нами среднего значения. Это указывает на более крайний характер столкновений ион+мишень, приводящих к образованию направленных вперед α -частиц.

4.3. Различия вероятности совпадений при $\theta_2 = \pm 128^\circ$

Различия вероятности совпадений α -частиц при $\theta_2 = \pm 128^\circ$ в измерениях в одной плоскости составляет величину около двух /см. рис.2/. Для системы $Ag + {}^{40}Ar / 285 \text{ МэВ} /$ отклонение от оси пучка направления ядра отдачи, являющегося продуктом полного или почти полного слияния, после вылета в любом направлении α -частицы со средним по спектру значением кинетической энергии не превышает 5° л.с. Согласно данным ^{9/}, в области $\theta = 130^\circ$ лабораторное угловое распределение α -частиц меняется слабо ($d\sigma/d\Omega (120^\circ) = 68 \text{ мбн/ср}$; $d\sigma/d\Omega (140^\circ) = 61 \text{ мбн/ср}$). Поэтому эффектами отдачи после вылета α -частицы объяснить различие в числе совпадений при $\theta_2 = \pm 128^\circ$ не удается.

В работе ^{8/} повышенная вероятность совпадений легких частиц при испускании их по разные стороны пучка в одной плоскости в системах ${}^{27}Al + {}^{16}O / 310 \text{ МэВ} /$ и ${}^{197}Au + {}^{16}O / 310 \text{ МэВ} /$ была объясне-

на за счет их испускания из движущегося в системе общего центра масс источника. В нашем случае инклюзивные энергетические спектры α -частиц в области углов $\theta > 90^\circ$ не дают указаний на испускание заметной части регистрируемых частиц из движущегося в системе общего центра масс источника ^{9/}.

В работе ^{17/} при исследовании совпадений α -частиц с легкими фрагментами реакций передач нуклонов в системе ${}^{93}Nb + {}^{32}S / 313 \text{ МэВ} /$ было установлено понижение вероятности совпадений в направлении вылета легкого фрагмента за счет ядерной экранировки α -частиц тяжелого фрагмента находящимся поблизости от него легким фрагментом. Возможно, что наблюдаемое нами понижение вероятности α -а совпадений при $\theta_2 = \pm 128^\circ$ также связано со своеобразными эффектами ядерной тени. Однако, в отличие от работы ^{17/}, нам надо предположить, что тень создается конфигурацией ядер, находящихся в контакте. Дело в том, что понижение кулоновского барьера для α -частиц за счет уменьшения атомного номера излучателя и эффекты отдачи при вылете в одну сторону легкого фрагмента и α -частицы из сопряженного тяжелого фрагмента должны привести к существенному смягчению энергетического спектра α -частиц, что не наблюдалось в эксперименте.

Обнаруженный эффект различия вероятности совпадений на $\pm 128^\circ$ требует дальнейших исследований, в частности, более подробного измерения угловых распределений совпадающих α -частиц.

4.4. Массивные передачи в реакциях с ионами ${}^{40}Ar$

В корреляционных экспериментах было установлено, что для ионов от ${}^{10}B$ до ${}^{20}Ne$ с энергией 6-8 МэВ на нуклон основной вклад в сечение образования α -частиц с направленным вперед угловым распределением дают так называемые "массивные" передачи, в которых ядро-мишень захватывает остальные нуклоны налетающего ядра ^{18/}. Доминирование "массивных" передач в выходе этих α -частиц связывалось со значительной величиной α -компоненты в структуре легких ядер.

Полученные нами данные для α - α совпадений указывают на то, что и в реакциях с ионами ${}^{40}Ar$ "массивные" передачи могут давать существенный вклад в инклюзивные сечения образования α -частиц с направленным вперед угловым распределением. Из нашей работы ^{9/} следует, что для угла 30° на долю этих α -частиц приходится $\sim 40\%$ инклюзивного сечения образования α -частиц. Угловые распределения совпадающих и инклюзивных α -частиц оказались сходными /см. рис.2/. Для средней множественности α -частиц $\sim 1,8$ вылет направленной вперед α -частицы сопровождается в большинстве случаев вылетом еще одной α -частицы. При измерениях под углами $\pm 30^\circ$ первый телескоп располагался под углом 90° . Из рис.3 видно, что под углом 90° инклюзивные энергетические спектры и энергетические спектры совпадений одинаковы. Максимумы этих спектров соответствуют кулоновскому барьеру продукта полного или почти

полного слияния. Именно такой энергетический спектр для α -частиц, сопровождающих вылет α -частиц с направленным вперед угловым распределением, можно ожидать в "массивных" передачах. Указание на доминирующий вклад "массивных" передач в сечение образования направленных вперед α -частиц для реакций с ионами ^{40}Ar было получено также в работе /19/ при измерении корреляций между α -частицами и осколками деления в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ /340 МэВ/.

В работе /20/ при изучении образования α -частиц в процессах "массивных" передач при облучении ^{124}Sn ионами ^{16}O , ^{19}F , ^{20}Ne было установлено, что средний входной угловой момент для этих процессов составляет около половины от ℓ_{cr} для полного слияния. Наши данные для угла $\theta_2 = 430^\circ$ /см. раздел 4.2/ согласуются с этим заключением.

ВЫВОДЫ

1. ~90% инклюзивных α -частиц являются результатом образования двух α -частиц в одном акте взаимодействия $\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ /285 МэВ/.

2. Основным источником α -частиц с симметричным относительно 90° с.ц.м. угловым распределением является тяжелый продукт, близкий к продукту полного слияния со среднеквадратичным значением углового момента ~50 \hbar .

3. Данные по α - α корреляциям указывают на образование α -частиц с направленным вперед угловым распределением за счет процессов "массивных" передач нуклонов.

4. Вероятность регистрации совпадающих α -частиц в одной плоскости при их вылете по одну сторону оси пучка при $\theta_1 = 90^\circ$ и $\theta_2 = 128^\circ$ ниже, чем при вылете их при тех же углах по разные стороны пучка.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову за стимулирующий интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wurm J.P. Journal de Physique, 1980, Colloque C10, p. C10-200.
2. Guerreau D., Babinet R. Journal de Physique, 1980, Colloque C10, p. C10-217.
3. Scott D.K. Talk presented at the 3-d Adriatic Europhysics Conference on the Dynamics of Heavy Ion Collisions, Hvar, Yugoslavia, 1981, preprint Michigan State University, MSUCL-355, 1981.
4. Бетак Э., Тонеев В.Д. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 1432.
5. Gelbke C.K. Invited Talk given at the Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay, France, 1982, preprint Michigan State University, MSUCL-372, 1982.

6. Tai Kuang-Hsi et al. Nucl.Phys., 1979, A316, p. 189.
7. Babinet R. et al. Z.Phys.A, 1980, 295, p. 153.
8. Lynch W.G. et al. Phys.Lett., 1982, 108B, p. 274.
9. Artukh A.G. et al. Z. Phys. A, 1981, 303, p. 41.
10. Avdeichikov V.V. Nucl.Instrum. and Methods, 1978, 155, p. 125.
11. Moretto L.G., Blau S.K., Pacheco A.J. Nucl.Phys., 1981, A364, p. 125.
12. Ericson T. Advances in Physics, 1960, 9, p. 425.
13. Blann M.Phys.Rev., 1980, C21, p. 1770.
14. Britt H.C. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p. 1483.
15. Wilczynski J. Nucl.Phys., 1973, A216, p. 386.
16. Волков В.В. Изв. АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с. 1810.
17. Fan G.-Y. et al. Preprint Max-Planck Institute für Kernphysik, Heidelberg, 1982.
18. Zolnovski D.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p. 92.
19. Logan D. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p. 104.
20. Tricoire H. et al.Z.Phys.A, 1982, 306, p. 127.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 сентября 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Артюх А.Г. и др. P7-82-707
Корреляция двух альфа-частиц при взаимодействии ${}^{nat}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar}$ /285 МэВ/

Измерены угловые и энергетические корреляции двух α -частиц в одной плоскости и во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Сделаны оценки углового момента тяжелого продукта реакции, являющегося основным источником α -частиц. Получены указания на механизм "массивных передач" нуклонов с ионами ${}^{40}\text{Ar}$. В области задних углов в одной плоскости установлено понижение вероятности совпадений α -частиц при их вылете по одну сторону пучка.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Artukh A.G. et al. P7-82-707
Correlations Between Two Alpha-Particles in the Interaction of ${}^{40}\text{Ar}$ Ions with ${}^{nat}\text{Ag}$ at 285 MeV

In the reaction ${}^{nat}\text{Ag} + {}^{40}\text{Ar}$ (285 MeV) the angular and kinetic energy correlations between two α -particles in one plane and in two reciprocally normal planes have been measured. The angular momentum value has been estimated for the heavy reaction product which is the main source of α -particles. Evidence for "massive" transfer reactions induced by ${}^{40}\text{Ar}$ ions has been found. It has been established that the α -particle coincidence probability decreases if α -particles are emitted at backward angles in one plane and on one beam side.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1982

Период Л.В.Пашкевич.